

Classification

Physics Abstracts

21.10H — 25.70 — 27.40

Vie moyenne de l'état 8^+ à 6,38 MeV dans ^{54}Fe

G. Guillaume et P. Fintz

Centre de Recherches Nucléaires et Université Louis-Pasteur, 67037 Strasbourg Cedex, France

(Reçu le 17 novembre 1978, accepté le 11 janvier 1979)

Résumé. — La vie moyenne τ de l'état 8^+ à 6,38 MeV de ^{54}Fe peuplé par la réaction $^{50}\text{Cr}(^6\text{Li}, \text{pn})$, a été mesurée en utilisant la méthode d'atténuation de l'effet Doppler ; les rayonnements γ ont été observés en coïncidence avec les neutrons. La valeur obtenue est $\tau = 164^{+40}_{-30}$ fs. Les probabilités de transitions E2 dans ^{54}Fe sont discutées et comparées aux prédictions de calcul de modèles des couches.

Abstract. — The lifetime of the 6.38 MeV 8^+ state in ^{54}Fe populated in the $^{50}\text{Cr}(^6\text{Li}, \text{pn})$ reaction has been measured by using the Doppler shift attenuation method ; γ -rays were observed in coincidence with neutrons. The mean lifetime is $\tau = 164^{+40}_{-30}$ fs. E2-transition strengths in ^{54}Fe are discussed and compared to the predictions of shell-model calculations.

1. **Introduction.** — Les états $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$ et 6^+ de ^{54}Fe , générés à partir de la configuration $(1f_{7/2})^{-2}$, ont tous été observés [1, 2]. D'autres états de moment angulaire total plus élevé (*haut spin*) peuvent être prévus en considérant des excitations de neutrons vers les orbites $2p_{3/2}$ [3] $1f_{5/2}$ ou $2p_{1/2}$ [4] : la cassure du cœur des 28 neutrons a été, en effet, montrée nécessaire pour expliquer d'une manière satisfaisante les propriétés des autres isotones $N = 28$. Expérimentalement, par des réactions de fusion-évaporation induites par ions lourds [5, 6], on a mis en évidence dans ^{54}Fe , les niveaux $J^\pi = 8^+$ à 6,38 MeV et $J^\pi = 10^+$ à 6,53 MeV susceptibles de répondre à cette interprétation. Une mesure des probabilités des transitions γ émises par ces états serait une bonne indication de leur pureté de configurations, ou mettrait en évidence d'éventuelles propriétés collectives. Puisque ces états se dés excitent seulement, d'une manière significative, par des transitions E2, une mesure de leur vie moyenne respective donnerait la probabilité absolue de transition E2.

Le but de ce travail est la mesure de la vie moyenne de l'état à 6,38 MeV, celle de l'état à 6,53 MeV étant maintenant connue : $\tau = 525 \pm 10$ ns [7] ou $\tau = 517 \pm 45$ ns [4]. Il est à remarquer que ces deux états n'ont pas une valeur de spin bien établie ; ceci résulte du désalignement de l'état à 6,53 MeV consécutif à sa vie longue et conduisant à des distributions angulaires γ peu marquées [6]. La détermination de la

vie moyenne de l'état à 6,38 MeV pourrait aider à l'établissement de ces spins.

2. **Techniques expérimentales.** — La vie moyenne du niveau à 6,38 MeV de ^{54}Fe a été déterminée par la méthode d'atténuation de l'effet Doppler (DSAM), en utilisant la réaction $^{50}\text{Cr}(^6\text{Li}, \text{pn}\gamma)$ et un faisceau d'ions $^6\text{Li}^{3+}$, de 20 MeV d'énergie, délivré par l'accélérateur tandem MP du CRN.

Une cible de $180 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{50}Cr a été préparée en évaporant du chrome métallique (enrichi à 96,8 % en ^{50}Cr) sur un support de $3,5 \mu\text{m}$ d'or suffisamment épais pour arrêter tous les ions de recul ^{54}Fe . Une autre cible, de $130 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{50}Cr , autosupportée, a été utilisée pour déterminer avec précision la vitesse initiale de ces ions de recul en mesurant le déplacement Doppler total. Dans ce dernier cas, les ions ^{54}Fe reculant dans le vide, sont stoppés par une feuille en tantale de 0,2 mm d'épaisseur placée à 2 cm de la cible.

Les rayonnements γ ont été détectés par deux détecteurs Ge(Li) placés l'un à 0° et l'autre à 130° (par rapport au faisceau incident) et à 8,7 cm de la cible. Ces détecteurs avaient pour volume utile et résolution en énergie (à $E_\gamma = 1,33$ MeV) : 114 cm^3 , 2,1 keV pour l'un, et 136 cm^3 , 2,6 keV pour l'autre.

Les rayonnements γ produits par la réaction $^{50}\text{Cr}(^6\text{Li}, \text{pn})^{54}\text{Fe}^*$ ont été observés à la fois en mode direct et en coïncidence avec les neutrons détectés

dans un scintillateur liquide du type NE213 mis dans une enceinte, de 12,7 cm de diamètre et de 5,1 cm de profondeur, placée à 7,2 cm de la cible. Ces neutrons ont été sélectionnés par un circuit de discrimination (n- γ) [8] fonctionnant sur la forme des impulsions délivrées par le scintillateur et son photomultiplicateur. La largeur des pics temps de la courbe de résolution prompte était de ~ 15 ns (FWHM) permettant de rejeter (à plus de 97 %) les coïncidences n- γ retardées relatives au niveau de 6,53 MeV ; par cette méthode, on réalise une alimentation quasi-exclusive, par neutrons, du niveau de 6,38 MeV. En conséquence, la détermination de la vie moyenne de cet état ne devrait pas être affectée par la vie moyenne longue du niveau supérieur.

3. Résultats. — La figure 1 montre (à l'angle d'observation 0° pris comme exemple) la raie γ de 3 431 keV correspondant à la désexcitation de l'état à 6,38 MeV, observé en mode direct et en coïncidence (n, γ).

Le pic intense d'énergie $E_0 = 3\,431$ keV observé dans les spectres directs (Fig. 1a et 1c) est caractéristique de la vie longue de l'état à 6,53 MeV, conduisant à une composante arrêtée. En coïncidence (n, γ) et avec la cible sur support d'or (Fig. 1b), la forme de raie observée montre aussi une composante arrêtée. Celle-ci est cependant entièrement due à l'état de 6,38 MeV. En effet :

i) il ne s'agit pas d'événements fortuits : des rayonnements γ intenses (tels ceux de 548 keV provenant de l'excitation Coulombienne de ^{197}Au) sont présents dans les spectres γ directs, mais totalement absents dans les spectres de coïncidences (n, γ).

ii) s'il y avait une influence du niveau isomérique à 6,53 MeV, ceci se traduirait par la présence d'une composante arrêtée E_0 dans le cas de la cible sans support et en coïncidence. Ce qui n'est pas mis en évidence (Fig. 1d).

iii) la réalité de cette composante peut être prouvée à partir des spectres γ directs relatifs à la cible avec support (Fig. 1a) et sans support (Fig. 1c) : ces deux spectres ont été normalisés en prenant pour le premier l'intensité totale de la raie γ de 1 408 keV de ^{54}Fe , et pour le second l'intensité de la composante en vol de cette raie. Le spectre de soustraction, corrigé de la différence d'angles solides de détection (la raie E_0 résulte de noyaux de recul ^{54}Fe déposés au fond de la chambre à réaction), montre (Fig. 1e) toujours cette composante E_0 .

Les mesures effectuées à 0° et 130° , en cible sans support, permettent de déterminer la valeur de la vitesse de recul initiale des noyaux ^{54}Fe . Après correction des effets d'atténuation d'énergie γ dus aux dimensions finies des détecteurs Ge(Li) ($Q_1 \sim 0,98$ pour chacun d'eux) et de perte d'énergie des noyaux de recul dans la cible ($\sim 7,5\%$ de la vitesse initiale), cette valeur est $v/c = (0,83 \pm 0,03)\%$. Pour compa-

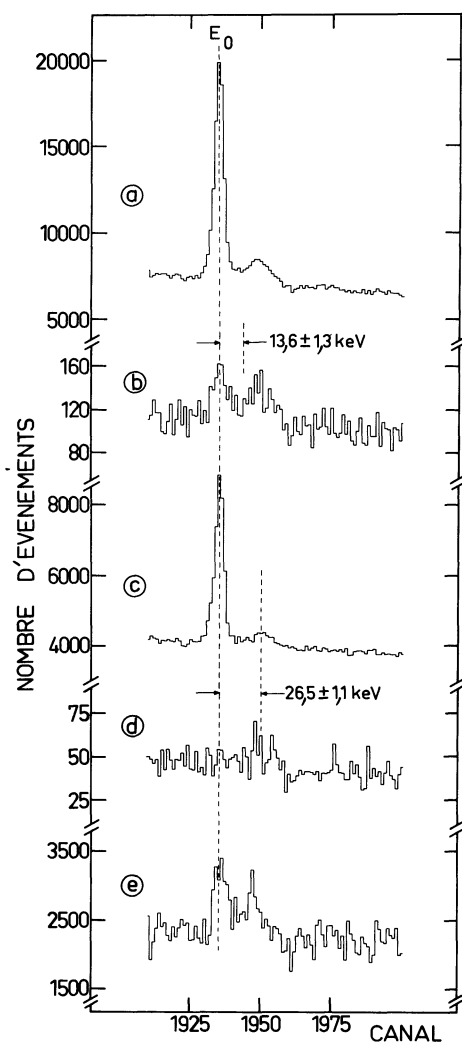


Fig. 1. — Effet Doppler sur la raie γ de 3 431 keV détectée à 0° . Les courbes tracées sont sommées par 2 canaux. Avec la cible épaisse de chrome et d'or, les noyaux de ^{54}Fe excités dans l'état à 6,38 MeV sont freinés : la raie est observée (charge 5,1 mC, 48 h de mesure) en mode direct (en (a)) et en coïncidence avec les neutrons (en (b)). Avec la cible mince, les noyaux reculent dans le vide : la raie est observée (charge 1,2 mC) en mode direct (en (c)) et en coïncidence (en (d)). La composante arrêtée E_0 dans les spectres directs est due à l'influence de l'état isomérique à 6,53 MeV ; celle présente en (e) est construite comme mentionnée dans le texte.

[Doppler effect on the 3 431 keV γ -line detected at 0° . The plotted curves are summed over two channels. With the thick $^{50}\text{Cr} + \text{gold}$ target the excited ^{54}Fe nuclei in the 6.38 MeV state are slowed down : the line is observed (charge 5.1 mC ; 48 h of measurement) in direct (in (a)) and in coincidence with neutrons (in (b)). With the thin target, the nuclei recoil into the vacuum : the line is observed (charge 1.2 mC) in direct (in (c)) and in coincidence (in (d)). The stopped component E_0 in the direct spectra is due to the influence of the isomeric 6.53 MeV state ; in (e) this component is constructed as described in the text.]

raison, la vitesse calculée du centre de masse est $(v/c)_{\text{cm}} = 0,91\%$.

Le facteur d'atténuation expérimental est défini par $F_{\text{exp}} = \Delta E / \Delta E_{\text{vide}}$, où ΔE est le gain (ou la perte) en énergie subi par la raie de 3 431 keV observée à 0° (ou 130°) lors du recul des ions ^{54}Fe dans la cible

et son support d'or, et E_{vide} est le gain (ou la perte) en énergie de cette même raie lorsque les ions ^{54}Fe reculent dans le vide ; ΔE est pris dans les spectres de coïncidence. Les mesures conduisent à $F_{\text{exp}} = 0,49 \pm 0,05$ (à 0°) et à $F_{\text{exp}} = 0,53 \pm 0,08$ (à 130°) ; la valeur que nous adoptons est $F_{\text{exp}} = 0,50 \pm 0,04$; l'erreur donnée correspond à un écart standard.

La vie moyenne est obtenue en comparant le facteur d'atténuation expérimentale F_{exp} aux valeurs de F calculées, en fonction de τ , suivant la formulation faite par Blaugrund [9].

Il a été tenu compte des deux milieux ralentisseurs : les coefficients de pouvoir d'arrêt électronique, calculés suivant la théorie de Lindhart *et al.* [10], sont $k_e = 0,153$ et $k'_e = 0,371$ pour les ions de ^{54}Fe reculant, respectivement, dans la cible de ^{50}Cr et dans le support de ^{197}Au . Nous avons supposé la partie nucléaire bien décrite par Blaugrund [9]. Cependant, pour tenir compte des imperfections actuelles des théories du ralentissement, $F(\tau)$ a été calculé pour une variation de $\pm 20\%$ de k_e et k'_e . La figure 2 donne F en fonction de τ ; la comparaison avec F_{exp} conduit à la vie moyenne $\tau = 164^{+40}_{-30}$ fs pour l'état de 6,38 MeV.

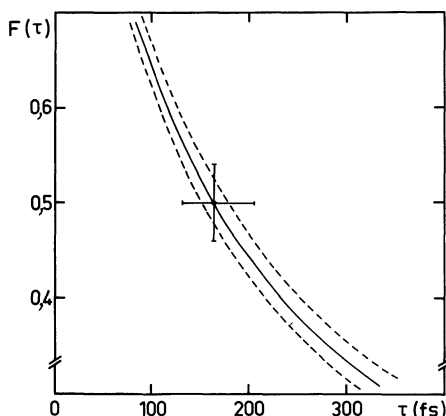


Fig. 2. — Comparaison du facteur d'atténuation théorique F , calculé en fonction de τ , avec la valeur expérimentale. Une variation de $\pm 20\%$ des coefficients électroniques de pouvoir d'arrêt conduit aux courbes en tiret.

[Comparison of the theoretical attenuation factor F , calculated as a function of τ , with the experimental value. A 20 % variation of the electronic stopping power coefficients leads to the dashed lines.]

4. Interprétation et conclusion. — Cette valeur de vie moyenne permet de rejeter certaines possibilités de spin, parité et mélange multipolaire, non éliminées dans l'étude en spectroscopie γ que nous avons faite par ailleurs (Guillaume, G., à paraître) ; $J^\pi = 8^+$ peut alors être attribuée à l'état de 6,38 MeV avec un mélange multipolaire $\delta(M3/E2)$ nul pour la transition de 3 431 keV.

Dans le cadre du modèle des couches, on peut remarquer que les différences d'énergies entre la position globale des états 0^+ , 2^+ , 4^+ et 6^+ décrits comme étant les seuls états de configuration principale $(f_{7/2})^{-2}$ et les positions des états 8^+ d'une part, et 10^+ d'autre part, reflètent les énergies d'excitation nécessaires pour promouvoir une particule de la couche $1f_{7/2}$ à la couche $2p_{3/2}$ ($\approx 4,0$ MeV) d'une part, et à la couche $1f_{5/2}$ ($\approx 4,78$ MeV) d'autre part. Ces énergies d'excitation à une particule à partir d'un cœur ^{56}Ni , sont données par le spectre d'énergie de ^{57}Ni [11]. Ces états pourraient donc être décrits par l'excitation d'une particule (proton ou neutron) dans la couche $2p_{3/2}$ (état 8^+) ou la couche $1f_{5/2}$ (état 10^+). Ce modèle simple trouve sa confirmation dans les valeurs expérimentales (reportées sur la figure 3) des probabilités réduites $B(E2)$ de transition électromagnétique émise par les états 8^+ et 10^+ , lesquelles sont, en effet, proches de l'unité Weisskopf.

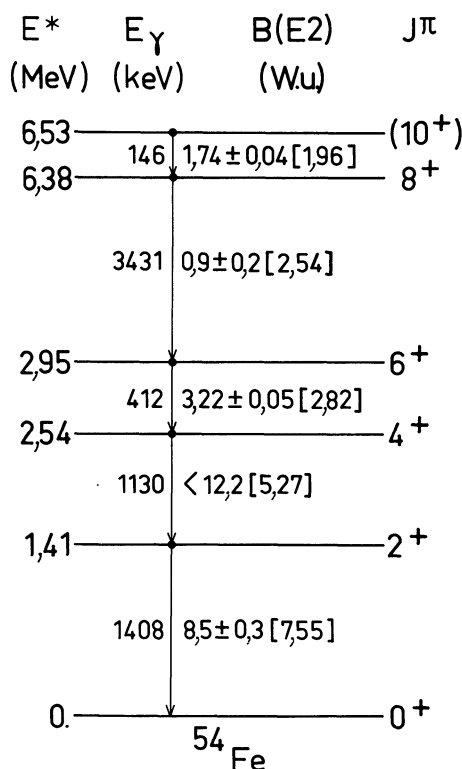


Fig. 3. — Niveaux de ^{54}Fe excités par la réaction $^{50}\text{Cr}(^6\text{Li}, \text{pn})$. Les valeurs $B(E2)$, en unités Weisskopf, expérimentales et [théoriques] sont comparées entre elles.

[Levels of ^{54}Fe excited by the $^{50}\text{Cr}(^6\text{Li}, \text{pn})$ reaction. The experimental and [theoretical] $B(E2)$ values, in Weisskopf units, are compared.]

Les états intrus (résultant de l'excitation d'au moins une particule en dehors de la couche $1f_{7/2}$) de ^{54}Fe sont plus précisément décrits dans deux travaux d'ailleurs similaires. Dans l'un [4], ces états résulteraient de l'excitation à la fois de protons et de neutrons dans les couches $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ ou $2p_{1/2}$. Dans l'autre [3] où l'espace de configurations est restreint à la couche

$2p_{3/2}$, ces états ($J < 11$) résulteraient du couplage prédominant d'un neutron $2p_{3/2}$ à l'état isomérique $J^\pi = 19/2^-$ de ^{53}Fe . Ces deux modèles prévoient les niveaux Yrast $J^\pi = 8^+$ et 10^+ à une énergie d'excitation comprise entre 6,2 et 6,6 MeV, en très bon accord avec l'expérience.

Un test plus astreignant de la validité des modèles qui, par ailleurs, reproduisent bien la séquence des états expérimentaux, est la prévision des largeurs radiatives. Les probabilités réduites $B(E2)$ sont connues dans le cadre du second modèle (Yokoyama, A., 1977, communication privée); elles sont

reportées et comparées aux valeurs expérimentales sur la figure 3. En général, l'accord est excellent. Une divergence peut toutefois être relevée entre les valeurs expérimentales et calculée de

$$B(E2, 6,38 \rightarrow 2,95 \text{ MeV}).$$

La valeur de vie moyenne prévue par ce modèle pour l'état à 6,38 MeV, trop courte ($\tau \sim 60$ fs), ne peut être compatible avec ce que nous observons. L'énergie d'excitation relativement élevée de cet état oblige, sans doute, à étendre la base de calcul du modèle aux orbites $1f_{5/2}$ et $2p_{1/2}$ proches de $2p_{3/2}$.

Bibliographie

- [1] VERHEUL, H. and AUBLE, R. L., *Nucl. Data Sheets* **23** (1978) 455.
- [2] COHAVI, S., FOSSAN, D. B., HENSON, S. H., ALBURGER, D. E. and Warburton, E. K., *Phys. Rev.* **C2** (1970) 2241.
- [3] HORIE, H., MUTO, K., ODA, T. and YOKOYAMA, A., *J. Phys. Soc. Japan*, Suppl. **44** (1978) 329.
YOKOYAMA, A., ODA, T. and HORIE, H., *Prog. Theor. Phys.*, sous presse.
- [4] HAAS, B. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 1313.
- [5] POLETTI, A. R., BROWN, B. A., FOSSAN, D. B. and Warburton, E. K., *Phys. Rev.* **C10** (1974) 2329.
- [6] NOË, J. W., GEESAMAN, D. F., GURAL, P. and SPROUSE, G. D., *Contrib. Conf. « Physics of Medium-Light Nuclei »*, Florence (1977) p. 23 ;
BOZEK, E. *et al.*, *ibid.*, p. 27 ;
GUILLAUME, G., JUNDT, F., FINTZ, P., RIEDINGER-ORDOÑEZ, I. and GALLMANN, A., *ibid.*, p. 47.
- [7] NOË, J. W., GEESAMAN, D. F., GURAL, P. and SPROUSE, G. D., *Bull. Am. Phys. Soc.* **22** (1977) 528.
- [8] SPERR, P., SPIELER, H., MAIER, M. R. and EVERS, D., *Nucl. Instrum. Methods* **116** (1974) 55.
- [9] BLAUGRUND, A. E., *Nucl. Phys.* **88** (1966) 501.
- [10] LINDHART, J., SCHARFF, M. and SCHIØTT, H. E., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **33** (1963) No. 14.
- [11] OBERLECHNER, G. and RICHERT, J., *Nucl. Phys. A* **191** (1972) 577.